

лирование простейших конфигураций SCO показало, что эффективность преобразования энергии пучка в СВЧ излучение составляет порядка 5 %

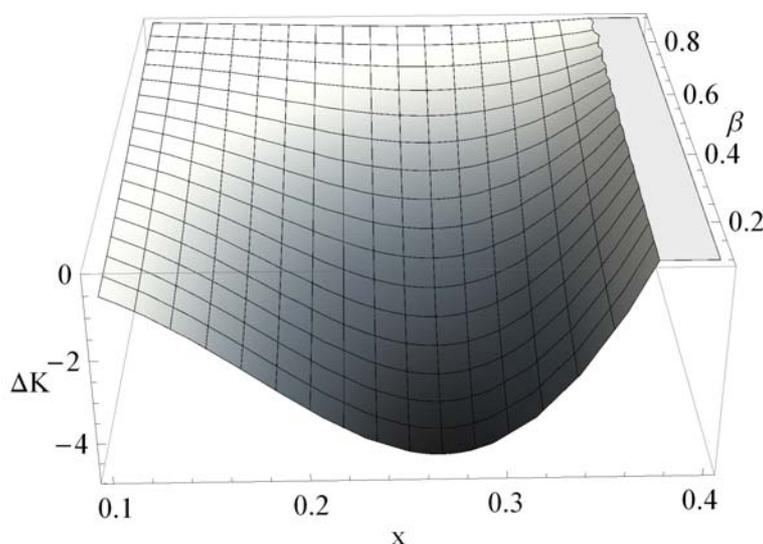


Рис. 3. Зависимость энергетических потерь от x и β .

Литература

1. *Marder M., Collins Clark M., Larry D. Bacon, James M. Hoffman, Raymond W. Lemke, P. Dale Coleman* The Split-Cavity Oscillator: A High-Power E-Beam Modulator and Microwave Source Barry/ // IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE. 1992. V20. №3 С.312–331.
2. *Baryshevsky V.G.* Relativistic Split-Cavity Oscillator // Research Institute for Nuclear Problems. 2014. Mode of access: arxiv.org/abs/1402.3403 Date of access: 05.01.2015.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ С БЛИЗКОЙ К НУЛЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ

Нгуен Фам Куинь Ань

Гиперболические метаматериалы (ГММ)— это искусственно созданные материалы, структурированные на нано уровне [1]. В приближении эффективной среды ГММ описываются одноосным тензором диэлектрической проницаемости, главные значения которого имеют разные знаки. Возможна реализация случая, когда одна из главных диэлектрических проницаемостей оказывается близкой к нулю (epsilon-near-zero (ENZ) regime). Гиперболические метаматериалы, для которых продольная диэлектрическая проницаемость близка к нулю, называются ГММ I типа; для гиперболических метаматериалов с близкой к нулю поперечной диэлектрической проницаемостью принято название ГММ II типа.

Как правило, эти ситуации реализуются на различных образцах. В настоящем сообщении рассмотрен случай, когда оба случая оказывается возможным реализовать на одном образце композитной среды, и проанализированы особенности распространения необыкновенных волн в данных метаматериалах.

Рассмотрим композитную среду, образованную диэлектрической матрицей (например, из оксида алюминия) с упорядоченно внедренными сеебряными наноцилиндрами (рис. 1).

В соответствии с теорией эффективной среды данный материал может рассматриваться, как одноосная среда, диэлектрические свойства которой описываются тензором диэлектрической проницаемости $\epsilon = diag\{\epsilon_{xy}, \epsilon_{xy}, \epsilon_z\}$

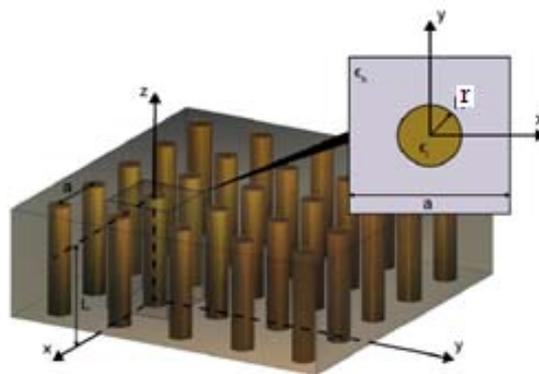


Рис. 1. Диэлектрическая матрица с упорядоченно внедренными металлическими наноцилиндрами.

$$\epsilon_{xy} = \frac{\beta\epsilon_m N + \epsilon_d(1-N)}{\beta N + (1-N)}, \quad \epsilon_z = \epsilon_m N + \epsilon_d(1-N), \quad (1)$$

где $\beta=2\cdot\epsilon_d/(\epsilon_m+\epsilon_d)$, ϵ_d - диэлектрическая проницаемость диэлектрической матрицы, ϵ_m - диэлектрическая проницаемость металла, N – фактор заполнения (объемная доля металла в композитной среде). Отметим, что диэлектрическая проницаемость металлических наноцилиндров зависит от длины волны и определяется формулой Друде. Используя (1) с учетом данных для серебра [2], получаем, что в случае, если радиус металлических наноцилиндров равен 30 нм, а фактор заполнения $N=0.087$, рассматриваемая композитная среда может проявлять свойства гиперболического метаматериала как первого, так и второго типа.

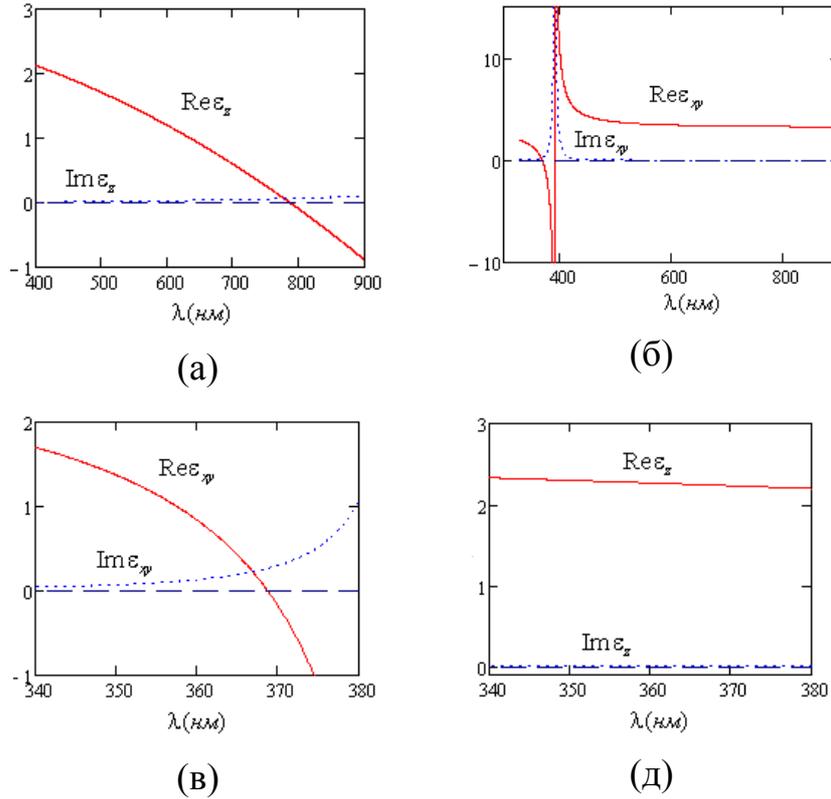


Рис. 2. Спектральная зависимость действительной и мнимой частей поперечной и продольной диэлектрической проницаемости композитной среды, образованной нанопористым оксидом алюминия, поры которого радиусом $r = 30 \text{ нм}$ заполнены серебром

При этом, как видно из рис. 2, вблизи $\lambda_{II} \approx 368,8 \text{ нм}$ реализуется режим близости к нулю поперечной диэлектрической проницаемости ($\text{Re}(\varepsilon_{xy}) \approx 0$), а вблизи $\lambda_I \approx 786,6 \text{ нм}$ - режим близости к нулю продольной диэлектрической проницаемости ($\text{Re}(\varepsilon_z) \approx 0$). Как показывает расчет, величины λ_I и λ_{II} оказываются зависящими от величины фактора заполнения (рис. 3): при возрастании N значения λ_I и λ_{II} уменьшаются.

Отметим, что изменение радиуса нанопоры при определенном значении фактора заполнения оказывает влияние на $\text{Im}(\varepsilon_{xy})$, $\text{Im}(\varepsilon_z)$, но практически не влияет на величины длин волн, вблизи которых действительные значения поперечной и продольной диэлектрической проницаемости близки к нулю.

Рассмотрим теперь особенности распространения необыкновенных волн в гиперболических метаматериалах I-го типа с экстремальными характеристиками. В приближении эффективной среды дисперсионное уравнение имеет вид:

$$k_z^2 \varepsilon_z + \varepsilon_{xy} q^2 = k^2 \varepsilon_{xy} \varepsilon_z, \quad (3)$$

где k_z, q - соответственно продольная и поперечная компоненты волнового вектора (продольное и поперечное волновое число), $k = 2\pi / \lambda$.

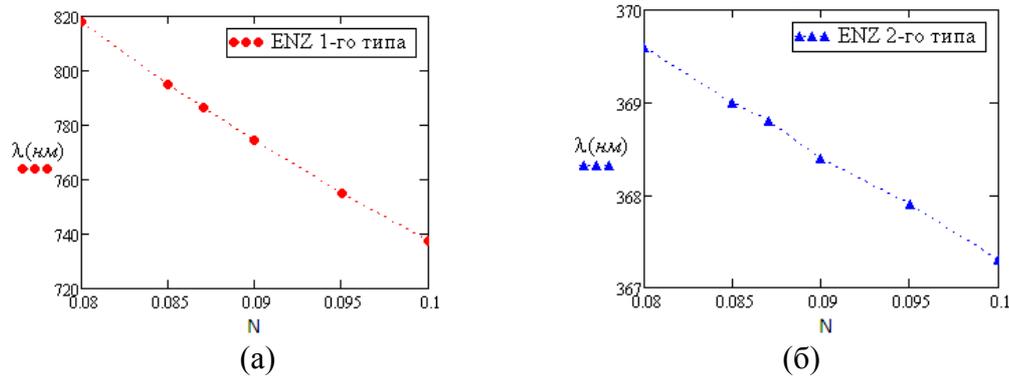


Рис. 3. Зависимости длины волны, для которых имеют место режимы близости к нулю поперечной (а) и продольной (б) проницаемости от фактора заполнения. Радиус нанопор 30 нм

Из (3) следует:

$$k_z = [k^2 \varepsilon_{xy} - (\varepsilon_{xy} / \varepsilon_z) q^2]^{1/2} \quad (4)$$

Известно, что направление переноса энергии в среде определяется как нормаль к изо-частотной поверхности. Тогда для всех направлений волновой нормали, соответствующих плоскому участку изо-частотной поверхности, энергия будет переноситься вдоль одного направления. Для ENZ материала I-го типа на основе нанопористого оксида алюминия с порами радиуса 30 нм ($N=0,087$), заполненными серебром, существует область значений углов падения света ($-3^\circ < \alpha < 3^\circ$), для которой возникает плоский отрезок изо-частотной кривой, которому соответствуют коллинеарные векторы групповых скоростей (рис.4а). При варьировании фактора заполнения (и, следовательно, увеличении модуля поперечной проницаемости), плоский участок изо-частотной поверхности уменьшается (рис.4б). В результате численного расчета также установлено, что в области значений углов падения $-3^\circ < \alpha < 3^\circ$ на рассматриваемую структуру наблюдается значительное изменение амплитудного коэффициента пропускания (рис.5).

Таким образом, в настоящем сообщении показана возможность реализации на одном образце нанопористого оксида алюминия с порами, заполненными серебром, метаматериалов двух различных типов с близкими к нулю диэлектрическими проницаемостями. Показано, что в ENZ метаматериале I типа оказывается возможным преобразование световых пучков с расходимостью вплоть до 3° в хорошо коллимированный световой пучок, образованный парциальными волнами с одинаковой фазой.

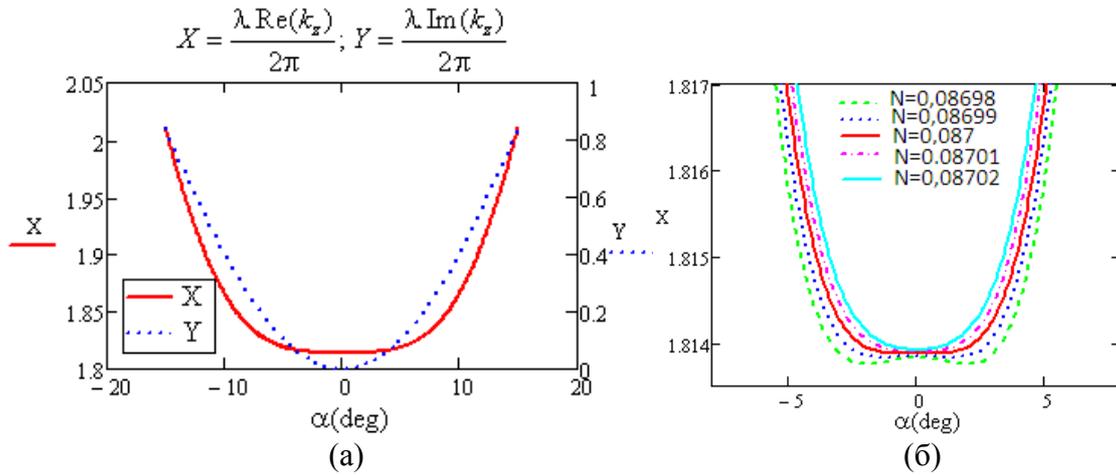


Рис. 4. Зависимость продольного волнового числа kz света, распространяющегося в метаматериале на основе нанопористого оксида алюминия с порами радиуса 30 нм, заполненными серебром, от угла падения необыкновенной световой волны с длиной волны λ_I . $N=0,087$ (а), N варьируется в пределах $0,08698 - 0,08702$ (б).

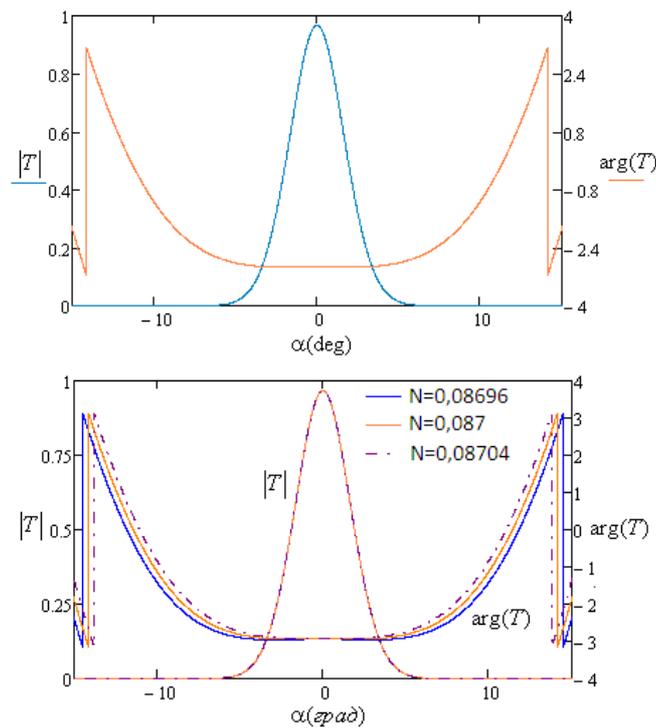


Рис. 5. Зависимость модуля амплитудного коэффициента пропускания T и его аргумента от угла падения необыкновенной волны на метаматериал на основе нанопористого оксида алюминия с порами радиуса 30 нм, заполненными серебром. Длина волны падающего света λ_I . $N=0,087$ (а), N варьируется в пределах $0,08696 - 0,08704$ (б).

Литература

1. *Thongrattanasiri S.* Computational Nanooptics in Hyperbolic Metamaterials and Plasmonic Structures // Oregon State University. July 22. 2010. P. 5–16.
2. *Cai W., Shalaev V.* Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications // Springer. 2010. P. 11–36.

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА НЕЙТРОННО-ОБЛУЧЕННОГО CVD-АЛМАЗА НА ПАРАМЕТРЫ СПЕКТРОВ ЭПР

А. В. Новик, Н. М. Лапчук

Методом электронного парамагнитного резонанса исследовались образцы алмазных CVD-пленок, облученных реакторными нейтронами (доза $D=2 \cdot 10^{20}$ см⁻², энергия 0,1 МэВ) и отожженных в вакууме в графитовом контейнере при разных температурах в диапазоне 1080° С – 1650° С (время отжига 30 минут на каждой стадии). Обнаружено, что даже при температуре отжига 1650° С в спектре ЭПР присутствует сигнал достаточно большой интенсивности. Анализ времен парамагнитной релаксации и формы контура линии ЭПР в диапазоне высокотемпературного отжига свидетельствует, что большая часть кристалла рекристаллизовалась, однако появились большие многовакансионные структуры, создающие напряжения в кристалле в месте их локализации, которые и являются причиной сигнала ЭПР в отожженном алмазе.

ВВЕДЕНИЕ

Способность атомов углерода существовать в различных состояниях открывает широкие возможности для создания новых материалов. Электронная подсистема кооперированной системы атомов углерода весьма лабильна и характеризуется множеством метастабильных состояний, при этом возможны переходы из одного состояния в другое – эффекты переключения – даже при одной и той же фиксированной конфигурации ядер [1].

Если рассматривать структурные и фазовые трансформации в твердых телах при облучении, то они являются предметом интенсивных исследований. Особый интерес представляет эффект индуцированной облучением аморфизации в первоначально кристаллических телах и вос-